

# Etude expérimentale de l'écoulement derrière une bosse

E. Boujo<sup>a</sup>, F. Gallaire<sup>a</sup>

*a. Laboratoire de Mécanique des Fluides et d'Instabilités (LFMI)  
Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne (EPFL), CH-1015 Lausanne (Suisse)*

## Résumé :

*Nous étudions les propriétés expérimentales de l'écoulement décollé et instationnaire derrière une bosse montée sur plaque plane, en vue de déterminer les caractéristiques des instabilités et de développer une stratégie de contrôle. Les résultats de mesures de vélocimétrie par image de particules (longueur de la zone de recirculation, nombre de Reynolds critique) sont analysés et comparés aux prévisions de simulations numériques.*

## Abstract :

*Properties of the unsteady separated flow over a bump mounted on a flat plate are studied experimentally, with the aim of characterizing the instabilities of this flow and developing a control strategy. Results from measurements using particle image velocimetry (length of the recirculation zone, critical Reynolds number) are analyzed and compared to numerical predictions.*

**Mots clefs :** écoulements décollés ; instabilités ; PIV

## 1 Introduction

Le contrôle des écoulements décollés est un défi majeur dans de nombreux domaines de l'ingénierie tels que l'aérodynamique, la mécanique ou le génie civil. En effet le décollement est généralement synonyme de réduction de performance (par exemple augmentation de la traînée ou diminution de la portance des véhicules, perte de puissance des pompes et turbomachines), mais c'est aussi la cause d'instabilités parfois violentes associées à un détachement tourbillonnaire ou à l'éclatement instationnaire de la zone de recirculation, qui peuvent conduire à la fatigue accélérée des structures concernées ou même provoquer leur rupture. De ce point de vue, le contrôle optimal des écoulements décollés, qui vise à les modifier à moindre coût de manière active ou passive, est un domaine de recherche actif. Pour élaborer une stratégie de contrôle efficace, il est utile de comprendre les caractéristiques de l'écoulement, notamment de ses instabilités. Dans cette optique, la présente étude caractérise les propriétés de l'écoulement décollé derrière une bosse montée sur plaque plane.

La section 2 présente la configuration de cet écoulement et rappelle les principaux résultats d'études numériques préexistantes. La section 3 détaille l'étude expérimentale en cours, dont les premiers résultats sont donnés en section 4 puis discutés en section 5.

## 2 Écoulement décollé derrière une bosse

On considère, comme écoulement décollé type, la couche limite qui se forme en aval d'une bosse 2D montée sur une plaque plane. Le profil de cette bosse de hauteur  $h$  est doux, avec une pente maximale de l'ordre de  $23^\circ$ . L'intervalle où  $y/h \geq 1\%$  s'étend sur  $[-4.2h, 5.5h]$ , la longueur caractéristique de la bosse est donc  $L \approx 10h$ . A l'origine, la géométrie de cette bosse a été conçue pour reproduire en régime turbulent le gradient de pression de l'extrados d'un profil d'aile à grand angle d'attaque [1]. On s'intéresse ici au régime laminaire, pour lequel une étude numérique détaillée a déjà été réalisée [2, 3, 4, 5]. Des simulations numériques directes (DNS) ont mis en évidence la présence d'une longue zone de recirculation (figure 1) derrière la bosse. L'écoulement est stationnaire quand la vitesse incidente

$U_\infty$  est inférieure à une valeur critique,  $U_\infty < U_{\infty,c}$ , et instationnaire quand  $U_\infty > U_{\infty,c}$ . En basant le nombre de Reynolds sur l'épaisseur de déplacement de la couche limite  $\delta^* = \int_0^\infty (1 - u/U_\infty) dy$  à l'entrée du domaine de simulation, la transition a lieu pour  $Re_{\delta^*} = Re_{\delta^*,c} = 600$ . Ce résultat a été obtenu pour des valeurs constantes de l'épaisseur de déplacement  $\delta^*$  et de la hauteur de bosse  $h = 2\delta^*$ . A mesure que  $Re_{\delta^*}$  augmente, la longueur de la zone de recirculation  $l_c$  est d'abord croissante, puis chute brusquement lorsque l'écoulement devient instationnaire à  $Re_{\delta^*} = Re_{\delta^*,c}$ , après quoi la longueur (moyenne) de recirculation est décroissante (figure 6).

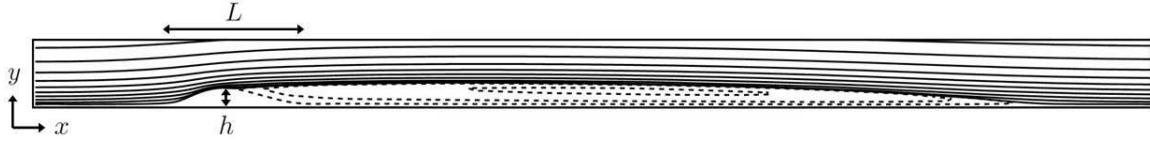


FIGURE 1 – Lignes de courant de l'écoulement derrière la bosse calculé par DNS à  $Re_{\delta^*} = 590$  d'après [3].

Une analyse de stabilité linéaire, réalisée autour d'un écoulement de base stationnaire obtenu par une méthode de continuation, montre que plusieurs valeurs propres du système deviennent instables presque simultanément. Ceci conduit à une dynamique complexe (en l'occurrence apériodique) : les modes propres instables se manifestent par une instabilité de type Kelvin-Helmholtz au niveau de la région de cisaillement à la frontière de la zone de recirculation, tandis que leur coopération donne lieu à un battement à basse fréquence (de l'ordre du dixième de la fréquence des modes propres) du type détachement tourbillonnaire.

L'étude expérimentale présentée dans la section suivante vise à confirmer et à compléter ces résultats numériques.

### 3 Etude expérimentale

Cette section est consacrée à l'étude expérimentale de l'écoulement au dessus d'une bosse sur plaque plane, et en particulier à des mesures PIV dont les résultats devraient permettre de caractériser le nombre de Reynolds critique et la longueur de recirculation.

#### 3.1 Installation

On utilise une soufflerie en circuit vertical fermé, conçue pour fonctionner à basse vitesse et présentant une faible intensité turbulente ( $\approx 0.3\%$ ). Cette installation a déjà été utilisée, entre autres, lors d'un travail sur les instabilités de stries dans une couche limite laminaire [6]. La veine d'essai est fermée et a pour dimensions  $120\text{ mm} \times 760\text{ mm} \times 3290\text{ mm}$  (figure 2). Son toit a une pente ajustable qui permet de faire varier le gradient longitudinal de pression. Une plaque plane en aluminium d'épaisseur 6 mm, de largeur 700 mm et de longueur 2770 mm, est installée dans la veine d'essai. Des entretoises de 20 mm la surélèvent et fixent ainsi le début de la couche limite au bord d'attaque. Une bosse de hauteur  $h = 6\text{ mm}$ , également usinée en aluminium, est fixée sur la plaque. Son sommet est situé à  $x = 675\text{ mm}$  du bord d'attaque. Son profil est le même que celui des simulations décrites dans la section 2 et est invariant dans la direction  $z$  perpendiculaire à l'écoulement. La surface de la plaque est rendue noire et mate par éloxage (oxydation de l'aluminium) afin de réduire les possibles réflexions laser lors des mesures PIV. Un tube de Pitot (sonde MKS 698A et conditionneur de signal MKS 270) monté sur le côté de la veine d'essai en amont de la bosse fournit une mesure de la pression dynamique  $\Delta p = \rho U_\infty^2 / 2$ , dont est déduite la vitesse incidente de l'écoulement et le nombre de Reynolds  $Re_{h/2} = U_\infty h / 2\nu$  basé sur la demie-hauteur de la bosse. Le dimensionnement de l'installation a été choisi de sorte à avoir  $Re_{\delta^*} = Re_{h/2} = 600$  à  $U_\infty = 3\text{ m/s}$  (i.e.  $\delta^* = h/2 = 3\text{ mm}$  pour un profil de Blasius).

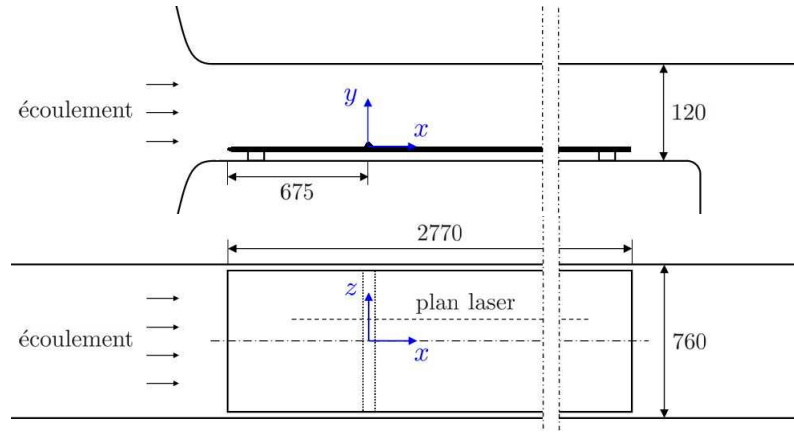


FIGURE 2 – Schéma de l'installation expérimentale : vue de côté et vue de dessus (unité : mm). Pour plus de clarté, les dimensions verticales (selon  $y$ ) sont dilatées d'un facteur 4.

### 3.2 Véllocimétrie par image de particules

Pour les mesures PIV, l'écoulement est ensemencé de particules de DEHS (diethyl hexyl sebacate) de diamètre moyen  $1.6 \mu\text{m}$ . Un jeu de lentilles et de miroirs ainsi qu'un double laser pulsé Nd-YAG de longueur d'onde  $532 \text{ nm}$  (Quantel Brilliant Twins B) sont utilisés pour illuminer l'écoulement à deux instants rapprochés ( $\Delta t$  entre  $75$  et  $400 \mu\text{s}$ , en fonction de la valeur  $U_\infty$ ) dans un plan vertical situé à  $z = 110 \text{ mm}$  du plan de symétrie de la plaque. Une caméra (TSI PowerView Plus,  $4008 \times 2672 \text{ px}$ ) équipée d'une lentille Nikon (Nikkor  $105 \text{ mm f/1.8}$ ) est synchronisée avec le laser pour acquérir les images, qui sont ensuite traitées à l'aide d'un code développé par T. Ursenbacher [7]. Pour les résultats présentés ici, la résolution spatiale varie entre  $23.2$  et  $23.6 \mu\text{m/px}$ , soit  $0.74$  à  $0.75 \text{ mm}$  entre deux fenêtres d'interrogation. Les figures 3 et 4 montrent le champ moyen  $\bar{u}$  à  $Re_{h/2} = 450$  calculé à partir de  $N = 100$  champs instantanés, et deux exemples de ces champs instantanés  $u$  au même nombre de Reynolds.

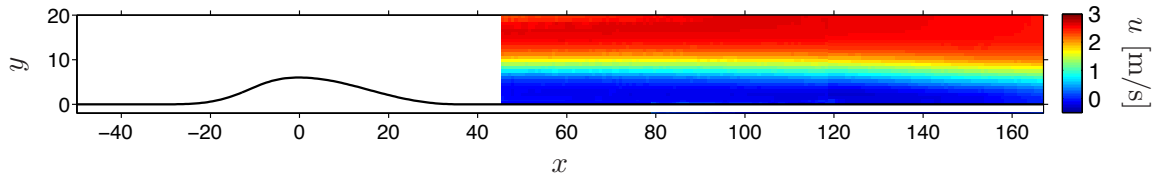


FIGURE 3 – Champs moyens obtenus par PIV à  $Re_{h/2} = 450$  pour  $46 \leq x \leq 118$  et  $79 \leq x \leq 167$ , calculés chacun à partir de  $N = 100$  champs instantanés. Vitesse longitudinale  $u \in [-0.5, 3.0] \text{ m/s}$ .

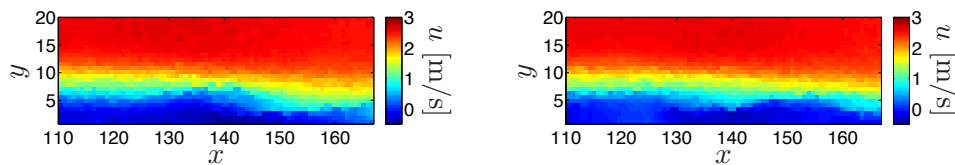


FIGURE 4 – Deux exemples de champs instantanés obtenus par PIV à  $Re_{h/2} = 450$  (détail de la région aval). Vitesse longitudinale  $u \in [-0.5, 3.0] \text{ m/s}$ .

Pour chaque valeur de  $Re_{h/2}$ , la longueur de recirculation est déterminée comme suit à partir du champ moyen : on trouve d'abord pour chaque rangée et chaque ligne de pixels les coordonnées des points où la vitesse longitudinale  $u$  s'annule ; une loi d'interpolation du type  $y(x) = ae^{bx} + ce^{dx}$  est

ensuite calculée à partir de ces points, puis extrapolée pour trouver l'abscisse  $x_0 = x|_{y=0}$  du point de rattachement (i.e. où  $du/dy|_{y=0}$  s'annule).

Cette méthode est illustrée en figure 5 pour  $Re_{h/2} = 450$ . Vouée à compenser le manque de résolution dans la direction verticale (en raison de l'extrême allongement de la zone de recirculation), elle est basée sur l'interpolation puis l'extrapolation de données moyennées. Elle comprend naturellement une barre d'erreur non négligeable, que nous avons estimée en déterminant les valeurs de la longueur de recirculation moyenne pour deux champs de vision distincts de la caméra.

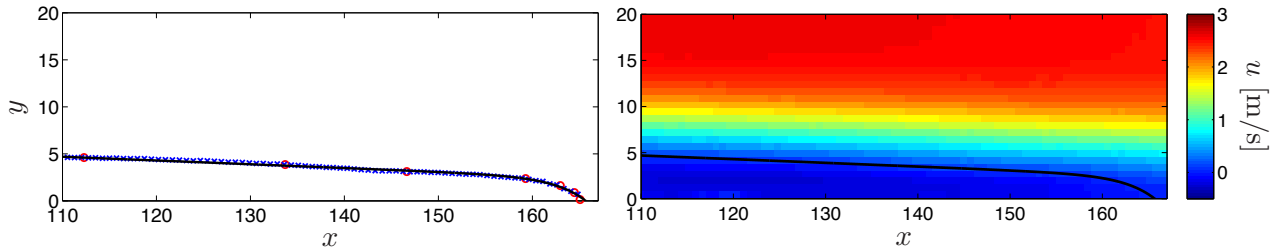


FIGURE 5 – Illustration de la méthode de calcul de la longueur de recirculation à partir du champ moyen à  $Re_{h/2} = 450$  : (gauche) points où  $u = 0$  dans chaque colonne ( $\times$ ) et chaque ligne ( $\circ$ ) de pixels, et courbe d'interpolation du type  $y(x) = ae^{bx} + ce^{dx}$  à partir de laquelle le point de rattachement est déterminé ; (droite) même courbe d'interpolation reproduite sur le champ moyen de la figure 3.

## 4 Résultats

### 4.1 Longueur de la zone de recirculation

La figure 6 montre la longueur de recirculation  $l_c$  (déterminée selon la méthode décrite à la section 3.2) en fonction du nombre de Reynolds  $Re_{h/2}$ , et la prévision numérique (d'après [5]) en fonction de  $Re_{\delta^*}$ . Les résultats numériques et expérimentaux présentent tous deux un maximum, et ont des pentes similaires dans leurs parties croissantes et décroissantes ; en revanche, la courbe expérimentale n'a pas de transition nette. Il est donc difficile de déterminer une valeur précise du seuil de transition. D'autre part, il est important de noter que les nombres de Reynolds  $Re_{h/2}$  et  $Re_{\delta^*}$  diffèrent ; ce point est discuté plus en détail à la section 5.

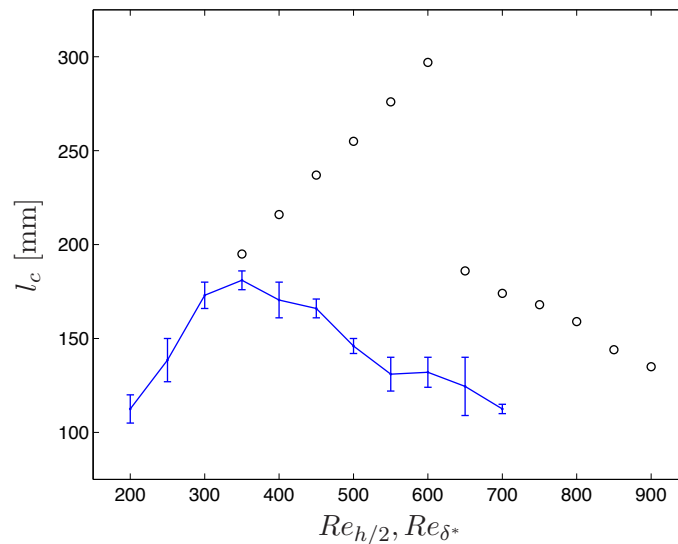


FIGURE 6 – Longueur de recirculation  $l_c$  : résultats numériques ( $\circ$ ) en fonction de  $Re_{\delta^*}$  d'après [5], mesures expérimentales (—) en fonction de  $Re_{h/2}$ .

## 4.2 Nombre de Reynolds critique

Puisque les résultats numériques prédisent une transition d'un état stationnaire de l'écoulement à un état instationnaire à  $Re = Re_c$ , nous nous attendons à observer en un point donné des fluctuations de vitesse plus importantes au-dessus du seuil qu'au-dessous. Pour évaluer cette hypothèse, nous avons calculé l'écart type des vitesses  $u$  et  $v$  en différents points  $(x_i, y_i)$  à partir des  $N = 100$  mesures pour chaque nombre de Reynolds.

La figure 7 montre les écarts types  $\sigma_u$  et  $\sigma_v$  calculés aux points de coordonnées  $x = 115, 135, 155$  mm et  $y = 4, 6, 8$  mm. Les écarts types augmentent avec la vitesse incidente, mais aucune variation notable de cette croissance n'est observée pour la gamme de nombres de Reynolds étudiée et les points considérés. L'écart type apparaît donc comme inadapté pour déterminer la valeur critique du nombre de Reynolds. Des mesures par anémométrie à fil chaud permettront d'obtenir des spectres de fréquence et de détecter l'éventuelle apparition pour  $Re > Re_c$  de pics de fréquence correspondant aux modes les plus instables.

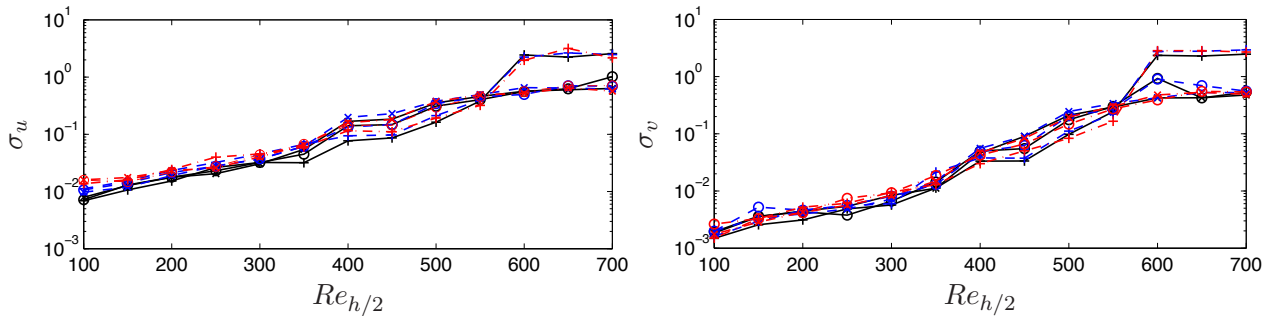


FIGURE 7 – Ecarts types  $\sigma_u$  et  $\sigma_v$  (calculés à partir de  $N = 100$  mesures) des vitesses longitudinale et verticale en fonction du nombre de Reynolds  $Re_{h/2}$ , en différents points à l'intérieur et à l'extérieur de la zone de recirculation :  $x = 115$  (+),  $135$  (o),  $155$  (x) mm, et  $y = 4$  (traits pleins),  $6$  (tirets),  $8$  (pointillés) mm.

## 5 Discussion

Les écarts observés entre les résultats numériques et expérimentaux peuvent être expliqués par plusieurs différences majeures entre les configurations :

- l'écoulement dans les simulations est 2D et non-confiné, alors que dans l'expérience il est 3D et confiné par les parois latérales et supérieure de la veine d'essai ;
- le gradient de pression longitudinal, nul dans la simulation numérique, a été minimisé pour  $Re_{h/2} = 400$  grâce à une trappe située en aval de la veine d'essai [6], mais cet ajustement ne peut rester qu'approximatif en présence de la bosse. Une procédure d'asservissement du gradient de pression longitudinal devra être envisagée à l'avenir ;
- les simulations ont été conduites sans bruit, alors que l'expérience est bruitée par un niveau faible mais non nul de turbulence qui tend à abaisser le seuil de transition ;
- dans les simulations l'épaisseur de déplacement de la couche limite est maintenue constante pour toutes les vitesses  $U_\infty$ , alors que les contraintes de l'expérience (distance fixe entre la bosse et le bord d'attaque de la plaque, hauteur fixe de la bosse) conduisent à un  $\delta^*$  variable avec  $U_\infty$ . En conséquence, le rapport  $h/\delta^*$  est constant dans les simulations ( $h = 2\delta^*$  pour les résultats de [5] reproduits ici) alors qu'il est variable dans les expériences. Une partie de l'étude conduite dans [3] montre que l'écoulement est plus instable pour des rapports  $h/\delta^*$  plus grands ; ainsi dans l'expérience  $\delta^*$  diminue quand  $U_\infty$  augmente, ce qui déstabilise l'écoulement et tend à abaisser la valeur de  $Re_c$ . Il est donc nécessaire, pour comparer les valeurs critiques du nombre de Reynolds, de disposer de résultats numériques à  $h/\delta^*$  variable et d'exprimer  $l_c$  en fonction de  $Re_{h/2}$  au lieu de  $Re_{\delta^*}$ .

De nouvelles simulations permettront de préciser les effets du confinement, du gradient de pression, et de la variation de l'épaisseur de déplacement avec  $U_\infty$ .

## 6 Conclusions

Nous avons étudié les propriétés expérimentales de l'écoulement décollé et instationnaire derrière une bosse montée sur plaque plane. Les résultats de mesures PIV ont été comparés aux prévisions de simulations numériques.

La longueur de recirculation  $l_c$  déterminée expérimentalement présente un maximum, comme dans les résultats numériques, mais pas de transition nette. Il sera nécessaire, pour comparer les valeurs critiques du nombre de Reynolds, de disposer de résultats numériques reproduisant les conditions expérimentales (épaisseur de déplacement  $\delta^*$  variable) et d'exprimer  $l_c$  en fonction de  $Re_{h/2}$  au lieu de  $Re_{\delta^*}$ . De nouvelles simulations permettront de préciser les effets de la variation de  $\delta^*$  avec  $U_\infty$ , mais aussi du confinement et du gradient de pression dans la veine d'essai.

L'écart type des vitesses en différents points de l'écoulement apparaît comme inadapté pour déterminer la valeur critique du nombre de Reynolds. Des mesures par anémométrie à fil chaud permettront de détecter pour  $Re > Re_c$  l'éventuelle apparition dans les spectres de fréquence de pics correspondant aux modes les plus instables.

Ce travail est soutenu par le Fonds national suisse (projet n° 130315) et par l'Agence nationale de la recherche (projet SICOGIF, référence ANR-09-SYSC-011).

## Références

- [1] Bernard, A., Foucaut, J., Dupont, P., Stanislas, M. 2003 Decelerating boundary layer : a new scaling and mixing length model. *AIAA Journal*. **41** 248-255
- [2] Ehrenstein, U., Gallaire, F. 2005 On two-dimensional temporal modes in spatially evolving open flows : The flat-plate boundary layer. *J. Fluid Mech.* **536** 209-218
- [3] Ehrenstein, U., Gallaire, F. 2008 Two-dimensional global low-frequency oscillations in a separating boundary-layer flow. *J. Fluid Mech.* **614** 315-327
- [4] Marquillie, M., Ehrenstein, U. 2002 Numerical simulation of separating boundary-layer flow. *Computers & Fluids*. **31** 683-693
- [5] Marquillie, M., Ehrenstein, U. 2003 On the onset of nonlinear oscillations in a separating boundary-layer flow. *J. Fluid Mech.* **490** 169-188
- [6] Rüedi, J.D. 2002 *Instabilities of artificial streaks in a laminar boundary layer*. PhD thesis, EPFL.
- [7] Ursenbacher, T. 2000 *Traitement de vélocimétrie par images digitales de particules par une technique robuste de distorsion d'images*. PhD thesis, EPFL.